

*Pacific  
Journal of  
Mathematics*

LE SYSTÈME DIFFÉRENTIEL DE HÉNON–HEILES ET  
LES VARIÉTÉS DE PRYM

A. LESFARI

Volume 212 No. 1

November 2003



## LE SYSTÈME DIFFÉRENTIEL DE HÉNON–HEILES ET LES VARIÉTÉS DE PRYM

A. LESFARI

On montre que la fibre  $F$  définie par l'intersection des invariants du système différentiel de Hénon–Heiles se complète en une surface abélienne  $\tilde{F}$ , par l'adjonction d'une surface de Riemann  $\Gamma$  lisse hyperelliptique de genre 3; laquelle est un revêtement double ramifié le long d'une courbe elliptique  $\Gamma_0$ . Aussi  $\tilde{F}$  peut être identifiée à la duale d'une variété de Prym  $\widehat{\text{Prym}}(\Gamma/\Gamma_0)$  et le système se linéarise sur cette variété.

### 1. Position du problème.

Le système différentiel de Hénon–Heiles [7] s'écrit sous la forme

$$(1.1) \quad \begin{cases} \dot{q}_1 = p_1, \\ \dot{q}_2 = p_2, \\ \dot{p}_1 = -Aq_1 - 2q_1q_2, \\ \dot{p}_2 = -Bq_2 - q_1^2 - \varepsilon q_2^2, \end{cases}$$

où  $A, B, \varepsilon$  sont des constantes et admet les invariants (intégrales premières) suivants:

(i) Pour  $\varepsilon = 1$ , on a

$$H_1 = \frac{1}{2} (p_1^2 + p_2^2) + q_1^2 q_2 + \frac{1}{3} q_2^3,$$

$$H_2 = p_1 p_2 + \frac{1}{3} q_1^3 + q_1 q_2^2.$$

(ii) Pour  $\varepsilon = 6$ , on a

(1.2)

$$H_1 = \frac{1}{2} (p_1^2 + p_2^2 + Aq_1^2 + Bq_2^2) + q_1^2 q_2 + 6q_2^3,$$

$$H_2 = q_1^4 + 4q_1^2 q_2^2 - 4p_1 (p_1 q_2 - p_2 q_1) + 4Aq_1^2 q_2 + (4A - B) (p_1^2 + Aq_1^2).$$

L'intégration des équations (1.1) dans le cas  $\varepsilon = 1$ , s'effectue au moyen d'intégrales elliptiques et ne pose pas de problèmes. Le cas  $\varepsilon = 6$ , est plus intéressant mais plus compliqué [4] et [5]. Lorsque  $A = B = 0$ , Adler et van Moerbeke [2] ont montré que ce cas est lié par une transformation

birationnelle au problème de Kowalewski ainsi qu'au flot géodésique sur  $SO(4)$  pour une métrique de Manakov. Le but de cette note est d'étudier géométriquement et d'une manière rigoureuse ce problème pour  $A$  et  $B$  quelconque. Dans tout ce qui va suivre, on pose  $\varepsilon = 6$ .

## 2. Complète intégrabilité algébrique.

Considérons un système hamiltonien complètement intégrable

$$(2.1) \quad X_H : \dot{x} = J \frac{\partial H}{\partial x}, \quad x \in \mathbb{R}^{2n}, \quad J = \begin{pmatrix} 0 & -I \\ I & 0 \end{pmatrix},$$

où  $H$  est l'Hamiltonian et  $I$  est la matrice unité. Le système (2.1) possède  $n$  intégrales premières  $H_1 = H, H_2, \dots, H_n$  en involution et indépendantes. Pour presque tous les  $c_i \in \mathbb{R}$ , les variétés invariantes

$$\bigcap_{i=1}^n \{x \in \mathbb{R}^{2n} : H_i(x) = c_i\},$$

sont compactes, connexes et par le théorème d'Arnold-Liouville [3] et [18], elles sont difféomorphes aux tores réels  $\mathbb{R}^n/\text{réseau}$  sur lesquels les flots  $g_i^t(x)$  définies par les champs de vecteurs  $X_{H_i}, 1 \leq i \leq n$ , sont des mouvements rectilignes.

Soient  $x \in \mathbb{C}^{2n}, t \in \mathbb{C}$  et  $\Delta \subset \mathbb{C}^{2n}$  un ouvert de Zariski. Notons que l'application moment

$$\varphi : (H_1, \dots, H_n) : \mathbb{C}^{2n} \rightarrow \mathbb{C}^n,$$

est submersive sur  $\Delta$ . Soit

$$\begin{aligned} \Pi &= \varphi(\mathbb{C}^{2n} \setminus \Delta), \\ &= \{c = (c_i) \in \mathbb{C}^n : \exists x \in \varphi^{-1}(c) \text{ avec } dH_1(x) \wedge \dots \wedge dH_n(x) = 0\}, \end{aligned}$$

le lieu critique de  $\varphi$  où  $c = (c_i)$  est le point courant de  $\mathbb{C}^{2n}$  et soit  $\bar{\Pi}$  la fermeture de Zariski dans  $\mathbb{C}^4$ . Rappelons [1] et [14] que le système (2.1) est *algébriquement complètement intégrable* si pour  $c \in \mathbb{C}^n \setminus \bar{\Pi}$ , la fibre  $\mathbf{F} = \varphi^{-1}(c)$  est la partie affine d'une variété abélienne (tore complexe algébrique  $\tilde{\mathbf{F}} \simeq \mathbb{C}^n/\text{réseau}$ ), les flots  $g_i^t(x), x \in \mathbf{F}, t \in \mathbb{C}$ , définies par les champs de vecteurs  $X_{H_i}, 1 \leq i \leq n$ , sont des mouvements rectilignes sur  $\tilde{\mathbf{F}}$  et les coordonnées  $x_i = x_i(t_1, \dots, t_n)$  du problème sont des fonctions méromorphes de  $(t_1, \dots, t_n)$ . En outre, si le flot hamiltonien (2.1) est algébriquement complètement intégrable, alors ce système admet des solutions sous la forme de séries de Laurent en  $t$  telles que chaque  $x_i$  explose pour au moins une valeur finie de  $t$  et les séries de Laurent de  $x_i$  admettent  $n - 1$  paramètres libres.

Le système (1.1) s'écrit sous la forme (2.1) avec  $n = 2$ . Plus précisément, on a

$$(2.2) \quad \dot{x} \equiv f(x) = J \frac{\partial H}{\partial x},$$

avec  $x = (q_1, q_2, p_1, p_2)$  et  $H = H_1$  (1.2). Comme l'application polynomiale est continue pour la topologie de Zariski, l'ensemble

$$\{x \in \mathbb{C}^4 : \varphi(x) \in \mathbb{C}^4 \setminus \overline{\Pi}\},$$

est un ouvert de Zariski dans  $\mathbb{C}^4$ . On cherche à montrer que pour  $c \in \mathbb{C}^4 \setminus \overline{\Pi}$ , la fibre

$$(2.3) \quad \mathbf{F} = \varphi^{-1}(c), \\ = \bigcap_{i=1}^2 \{x \in \mathbb{C}^4 : H_i(x) = c_i\},$$

forme la partie affine d'une surface abélienne et qu'en outre les flots définis par les champs de vecteurs hamiltoniens (engendrés par  $H_1$  et  $H_2$ ) sont des mouvements rectilignes sur cette surface abélienne. On procède comme suit: d'abord l'on montre l'existence de solutions  $x = (q_1, q_2, p_1, p_2)$  du système (2.2) sous la forme de séries de Laurent

$$(2.4) \quad \begin{cases} q_1 = \frac{q_1^{(0)}}{t} + q_1^{(1)} + q_1^{(2)}t + q_1^{(3)}t^2 + \dots, & p_1 = \dot{q}_1, \\ q_2 = \frac{q_2^{(0)}}{t^2} + \frac{q_2^{(1)}}{t} + q_2^{(2)} + q_2^{(3)}t + q_2^{(4)}t^2 + \dots, & p_2 = \dot{q}_2, \end{cases}$$

dépendant de trois paramètres libres:  $\alpha, \beta, \gamma$ . En substituant ces développements dans le système (2.2), on voit que les coefficients  $x^{(0)}, x^{(1)}, \dots$ , satisfont aux équations

$$(2.5) \quad x^{(0)} + f(x^{(0)}) = 0,$$

$$(2.6) \quad (L - kI)x^{(k)} = \text{polynôme en } x^{(0)}, x^{(1)}, \dots, x^{(k-1)}, \quad k \geq 1,$$

où  $L$  est la matrice jacobienne de (2.5). Les trois paramètres libres  $\alpha, \beta$  et  $\gamma$  apparaissent respectivement dans l'équation (2.5), l'équation (2.6) pour  $k = 1$  et l'équation (2.6) pour  $k = 6$ . L'étape suivante est fondamentale et consiste à considérer l'ensemble

$$\Gamma = \text{fermeture des composantes continues de} \\ \{ \text{séries de Laurent de } x(t) \text{ tels que: } H_1(x) = c_1 \text{ et } H_2(x) = c_2 \}, \\ = \bigcap_{i=1}^2 \{ \text{coefficient de } t^0 \text{ dans } H_i(x(t)) = c_i \}, \\ = \text{deux relations polynomiales entre les variables } \alpha, \beta \text{ et } \gamma, \\ = \text{une surface de Riemann hyperelliptique de genre 3 d'équation:}$$

$$(2.7) \quad a_1\beta^2 + a_2\alpha^8 + a_3\alpha^6 + a_4\alpha^4 + a_5\alpha^2 + a_6 = 0,$$

où

$$\begin{aligned} a_1 &= 36, & a_2 &= \frac{7}{432}, & a_3 &= \frac{5}{12}A - \frac{13}{216}B, \\ a_4 &= \frac{671}{15120}B^2 + \frac{17}{7}A^2 - \frac{943}{1260}BA, \\ a_5 &= \frac{2}{9}AB^2 - \frac{1}{2520}B^3 - \frac{10}{7}c_1 - \frac{13}{6}A^2B + 4A^3, & a_6 &= -c_2. \end{aligned}$$

Notons que l'application

$$(2.8) \quad \sigma : \Gamma \rightarrow \Gamma, (\alpha, \beta) \mapsto (-\alpha, \beta),$$

est une involution sur  $\Gamma$  et que cette dernière est un revêtement double

$$(2.9) \quad \Gamma \rightarrow \Gamma_0, (\alpha, \beta) \mapsto (\zeta, \beta),$$

ramifié en 4 points d'une courbe elliptique:

$$(2.10) \quad \Gamma_0 : a_1\beta^2 + a_2\zeta^4 + a_3\zeta^3 + a_4\zeta^2 + a_5\zeta + a_6 = 0.$$

Par conséquent, on a le:

**Théorème 1.** *Le système d'équations différentielles (2.2) admet une famille de solutions en séries de Laurent méromorphes (2.4) dépendant de trois paramètres libres. En outre, le diviseur  $\Gamma$  (2.7) des poles des fonctions  $x = (q_1, q_2, p_1, p_2)$  est une surface de Riemann lisse hyperelliptique de genre 3; c'est un revêtement double ramifié en quatre points d'une courbe elliptique  $\Gamma_0$  (2.10).*

On va procéder maintenant à la compactification de la fibre  $\mathbf{F}$  (2.3) en une surface abélienne  $\tilde{\mathbf{F}}$ . La méthode consiste à plonger  $\mathbf{F}$  dans l'espace projectif complexe  $\mathbb{P}^7(\mathbb{C})$  à l'aide des fonctions de  $\mathbb{L}(2\Gamma)$ . Ce sont des fonctions polynomiales  $(1, f_1, \dots, f_7)$  ayant au pire un pôle double de telle façon que:

$$\dim \mathbb{L}(2\Gamma) = \text{genre de } (2\Gamma) - 1 = 8.$$

Par ailleurs, on montre qu'il existe sur la surface  $\tilde{\mathbf{F}}$  deux différentielles holomorphes  $dt_1$  et  $dt_2$  telles que:

$$dt_1|_{\Gamma} = \omega_1, \quad dt_2|_{\Gamma} = \omega_2,$$

où  $\omega_1, \omega_2$  sont des différentielles holomorphes (voir Section 3, pour une expression explicite) sur la surface de Riemann  $\Gamma$ . En outre, l'espace des différentielles holomorphes sur  $\Gamma$  est

$$\left\{ f_i^{(0)} \omega_2, 1 \leq i \leq 7 \right\} \oplus \{ \omega_1, \omega_2 \},$$

où les  $f_i^{(0)}$  sont les premiers coefficients des fonctions  $f_i \in \mathbb{L}(2\Gamma)$  et le plongement de  $\Gamma$  dans  $\mathbb{P}^7(\mathbb{C})$  est à deux différentielles holomorphes près le plongement canonique:

$$(\alpha, \beta) \in \Gamma \mapsto [\omega_2, f_1^{(0)}\omega_2, \dots, f_7^{(0)}\omega_2] \in \mathbb{P}^7(\mathbb{C}).$$

La suite consiste à montrer que les orbites du champ de vecteurs (2.2) passant à travers  $\Gamma$  forment une surface lisse  $S$  tout le long de  $\Gamma$  tel que:  $S \setminus \Gamma \subseteq \mathbf{F}$ . Alors, on prouve que  $\tilde{\mathbf{F}} = \mathbf{F} \cup S$  est une variété compacte (grâce au fait que les solutions issues des points de  $\Gamma$  pénètrent immédiatement dans la partie affine  $\mathbf{F}$ , plongée dans  $\mathbb{P}^7(\mathbb{C})$  à l'aide des fonctions de  $\mathbb{L}(2\Gamma)$ ) et est munie de deux champs de vecteurs réguliers, indépendants en chaque point et commutants. D'après le théorème d'Arnold-Liouville [3] et [18], la variété  $\tilde{\mathbf{F}}$  est un tore complexe et comme celui-ci possède un plongement projectif, alors  $\tilde{\mathbf{F}}$  est une surface abélienne. Par conséquent, on a le:

**Théorème 2.** *La fibre  $\mathbf{F}$  (2.3) forme la partie affine d'une surface abélienne  $\tilde{\mathbf{F}}$  et le système (2.2) est algébriquement complètement intégrable.*

### 3. Surface abélienne en tant que variété de Prym.

Soit  $(a_1, b_1, A, B, a_2, b_2)$  une base de cycles de  $\Gamma$  de telle façon que les indices d'intersection de cycles deux à deux s'écrivent:  $AoB = 1$ ,  $a_iob_j = \delta_{ij}$  (symbole de Kroneker),  $a_ia_j = a_iaA = a_ioB = b_ioA = b_ioB = AoA = BoB = 0$  et qu'en outre:  $\sigma(a_1) = a_2$ ,  $\sigma(b_1) = b_2$ ,  $\sigma(A) = -A$ ,  $\sigma(B) = -B$  pour l'involution  $\sigma$  (2.8). Comme  $\Gamma$  est une surface de Riemann hyperelliptique de genre 3, alors les trois différentielles holomorphes sur  $\Gamma$  sont

$$\omega_0 = \frac{\alpha d\alpha}{\beta}, \quad \omega_1 = \frac{\alpha^2 d\alpha}{\beta}, \quad \omega_2 = \frac{d\alpha}{\beta},$$

et évidemment  $\sigma^*(\omega_0) = \omega_0$ ,  $\sigma^*(\omega_k) = -\omega_k$ ,  $k = 1, 2$ . Rappelons que l'involution  $\sigma$  échangeant les feuilletts du revêtement double  $\Gamma \rightarrow \Gamma_0$ , identifie  $\Gamma_0$  au quotient  $\Gamma/\sigma$ . Cette involution induit une involution  $\sigma : Jac(\Gamma) \rightarrow Jac(\Gamma)$  et modulo un sous-groupe discret, la variété jacobienne  $Jac(\Gamma)$  se décompose en deux parties : une partie paire à savoir  $\Gamma_0$  et une partie impaire qui n'est autre que la variété de Prym  $Prym(\Gamma/\Gamma_0)$ . Soit

$$\left( \begin{array}{cccccc} \omega_0(A) & \omega_0(B) & \omega_0(a_1) & \omega_0(b_1) & \omega_0(a_2) & \omega_0(b_2) \\ \omega_1(A) & \omega_1(B) & \omega_1(a_1) & \omega_1(b_1) & \omega_1(a_2) & \omega_1(b_2) \\ \omega_2(A) & \omega_2(B) & \omega_2(a_1) & \omega_2(b_1) & \omega_2(a_2) & \omega_2(b_2) \end{array} \right),$$

la matrice des périodes de  $Jac(\Gamma)$  où  $\omega_k(\ast) = \int_{\ast} \omega_k$ ,  $k = 1, 2, 3$ . Or

$$\begin{aligned}
\omega_0(A) &= \omega_0(B) = 0, \\
\omega_0(a_2) &= \omega_0(a_1), \\
\omega_0(b_2) &= \omega_0(b_1), \\
\omega_k(a_2) &= -\omega_k(a_1), \quad k = 1, 2, \\
\omega_k(b_2) &= -\omega_k(b_1), \quad k = 1, 2,
\end{aligned}$$

donc la matrice précédente s'écrit sous la forme

$$\begin{pmatrix}
0 & 0 & \omega_0(a_1) & \omega_0(b_1) & \omega_0(a_1) & \omega_0(b_1) \\
\omega_1(A) & \omega_1(B) & \omega_1(a_1) & \omega_1(b_1) & -\omega_1(a_1) & -\omega_1(b_1) \\
\omega_2(A) & \omega_2(B) & \omega_2(a_1) & \omega_2(b_1) & -\omega_2(a_1) & -\omega_2(b_1)
\end{pmatrix}.$$

En effectuant des combinaisons linéaires simples sur les colonnes, on obtient les deux matrices suivantes:

$$\begin{pmatrix}
0 & 0 & \omega_0(a_1) & \omega_0(b_1) & 2\omega_0(a_1) & 2\omega_0(b_1) \\
\omega_1(A) & \omega_1(B) & \omega_1(a_1) & \omega_1(b_1) & 0 & 0 \\
\omega_2(A) & \omega_2(B) & \omega_2(a_1) & \omega_2(b_1) & 0 & 0
\end{pmatrix},$$

et

$$\begin{pmatrix}
0 & 0 & \omega_0(a_1) & \omega_0(b_1) & 0 & 0 \\
\omega_1(A) & \omega_1(B) & \omega_1(a_1) & \omega_1(b_1) & 2\omega_1(a_1) & 2\omega_1(b_1) \\
\omega_2(A) & \omega_2(B) & \omega_2(a_1) & \omega_2(b_1) & 2\omega_2(a_1) & 2\omega_2(b_1)
\end{pmatrix}.$$

Notons que

$$( 2\omega_0(a_1) \quad 2\omega_0(b_1) ),$$

est la matrice des périodes de  $\Gamma_0$ , tandis que

$$\Omega = \begin{pmatrix} \omega_1(A) & \omega_1(B) & 2\omega_1(a_1) & 2\omega_1(b_1) \\ \omega_2(A) & \omega_2(B) & 2\omega_2(a_1) & 2\omega_2(b_1) \end{pmatrix},$$

est celle de Prym( $\Gamma/\Gamma_0$ ). Considérons l'application (uniformisante)

$$\tilde{\mathbf{F}} \rightarrow \mathbb{C}^2/L_\Lambda : p \mapsto \int_{p_0}^p \begin{pmatrix} dt_1 \\ dt_2 \end{pmatrix},$$

où  $(dt_1, dt_2)$  est une base (considérée dans la Section 2) de différentielles holomorphes sur  $\tilde{\mathbf{F}}$  telles que:  $dt_k|_\Gamma = \omega_k$ ,  $k = 1, 2$ ,

$$L_\Lambda = \left\{ \sum_{k=1}^4 n_k \begin{pmatrix} dt_1 \\ dt_2 \end{pmatrix} (\nu_k) : n_k \in \mathbb{Z} \right\},$$

est le réseau associé à la matrice des périodes

$$\Lambda = \begin{pmatrix} dt_1(\nu_1) & dt_1(\nu_2) & dt_1(\nu_3) & dt_1(\nu_4) \\ dt_2(\nu_1) & dt_2(\nu_2) & dt_2(\nu_3) & dt_2(\nu_4) \end{pmatrix},$$

et  $(\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_4)$  une base de cycles dans le groupe d'homologie  $H_1(\tilde{\mathbf{F}}, \mathbb{Z})$ . D'après le théorème de Lefschetz sur les sections hyperplanes [6], l'application  $H_1(\Gamma, \mathbb{Z}) \rightarrow H_1(\tilde{\mathbf{F}}, \mathbb{Z})$  induite par l'inclusion  $\Gamma \hookrightarrow \tilde{\mathbf{F}}$  est surjective et par conséquent on peut trouver quatre cycles  $\nu_1, \nu_2, \nu_3, \nu_4$  sur la surface de Riemann  $\Gamma$  tels que:

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \omega_1(\nu_1) & \omega_1(\nu_2) & \omega_1(\nu_3) & \omega_1(\nu_4) \\ \omega_2(\nu_1) & \omega_2(\nu_2) & \omega_2(\nu_3) & \omega_2(\nu_4) \end{pmatrix},$$

et

$$L_\Lambda = \left\{ \sum_{k=1}^4 n_k \begin{pmatrix} \omega_1 \\ \omega_2 \end{pmatrix} (\nu_k) : n_k \in \mathbb{Z} \right\}.$$

Ces cycles sont  $\nu_1 = a_1, \nu_2 = b_1, \nu_3 = A, \nu_4 = B$  et ils engendrent  $H_1(\tilde{\mathbf{F}}, \mathbb{Z})$  de telle sorte que

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \omega_1(a_1) & \omega_1(b_1) & \omega_1(A) & \omega_1(B) \\ \omega_2(a_1) & \omega_2(b_1) & \omega_2(A) & \omega_2(B) \end{pmatrix},$$

est une matrice de Riemann. On montre que  $\Lambda = \Omega^*$ ; la matrice des périodes de  $\widehat{\text{Prym}}(\Gamma/\Gamma_0)$  duale de  $\text{Prym}(\Gamma/\Gamma_0)$ . Dès lors, les deux variétés abéliennes  $\tilde{\mathbf{F}}$  et  $\widehat{\text{Prym}}(\Gamma/\Gamma_0)$  sont analytiquement isomorphes au même tore complexe  $\mathbb{C}^2/L_\Lambda$  et d'après le théorème de Chow, ces variétés sont algébriquement isomorphes. Par conséquent, on a le:

**Théorème 3.** *La surface abélienne  $\tilde{\mathbf{F}}$  qui complète la fibre  $\mathbf{F}$  (2.3) peut être identifiée à la duale d'une variété de Prym  $\widehat{\text{Prym}}(\Gamma/\Gamma_0)$  du revêtement double (2.9).*

## References

- [1] M. Adler and P. van Moerbeke, *The complex geometry of the Kowalewski-Painlevé analysis*, Invent. Math., **7** (1989), 3-51, MR 90f:58079, Zbl 0678.58020.
- [2] ———, *The Kowalewski and Hénon-Heiles motions as Manakov geodesic flows on SO(4)—a two-dimensional family of Lax pairs*, Comm. Math. Phys., **113** (1987), 659-700, MR 89b:58085, Zbl 0647.58022.
- [3] V.I. Arnold, *Mathematical Methods in Classical Mechanics*, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1978, MR 57 #14033b, Zbl 0386.70001.
- [4] T. Bountis, H. Segur and F. Vivaldi, *Integrable Hamiltonian systems and the Painlevé property*, Phys. Rev. A, **25** (1982), 1257-1264, MR 83j:58056.
- [5] L. Gavrilov, *Bifurcations of invariant manifolds in the generalized Hénon-Heiles system*, Physica D, **34** (1989), 223-239, MR 90h:58040, Zbl 0689.58014.
- [6] P.A. Griffiths and J. Harris, *Principles of Algebraic Geometry*, Wiley-Interscience, New York, 1978, MR 80b:14001, Zbl 0408.14001.

- [7] M. Hénon and C. Heiles, *The applicability of the third integral of motion; some numerical experiments*, Astron. J., **69** (1964), 73-79, MR 28 #1969.
- [8] S. Kowalewski, *Sur le problème de la rotation d'un corps solide autour d'un point fixe*, Acta Math., **12** (1989), 177-232, CMP 1 916 790, Zbl 21.0935.01.
- [9] A. Lesfari, *Une approche systématique à la résolution du corps solide de Kowalewski*, C. R. Acad. Sci. Paris, **302**, série I, 1986, 347-350, MR 87m:58072, Zbl 0606.34012.
- [10] ———, *Abelian surfaces and Kowalewski's top*, Ann. Scient. Éc. Norm. Sup., Paris, 4<sup>e</sup> série, **21** (1988), 193-223, MR 89k:58125, Zbl 0667.58019.
- [11] ———, *On affine surface that can be completed by a smooth curve*, Result. Math., **35** (1999), 107-118, MR 2000d:14046, Zbl 0947.14022.
- [12] ———, *Geodesic flow on  $SO(4)$ , Kac-Moody Lie algebra and singularities in the complex  $t$ -plane*, Publicacions Matemàtiques, Barcelona, **43** (1999), 261-279, MR 2000f:37078, Zbl 0968.35010.
- [13] ———, *Une méthode de compactification de variétés liées aux systèmes dynamiques*, Les cahiers de la recherche, Rectorat-Université Hassan II Ain Chock, Casablanca, Maroc, I, **1** (1999), 147-157.
- [14] ———, *Completely integrable systems: Jacobi's heritage*, J. Geom. Phys., **31** (1999), 265-286, MR 2000f:37077, Zbl 0937.37046.
- [15] ———, *The problem of the motion of a solid in an ideal fluid. Integration of the Clebsch's case*, Nonlinear Diff. Eq. Appl., **8** (2001), 1-13, MR 2002e:70007, Zbl 0982.35085.
- [16] ———, *The generalized Hénon-Heiles system, abelian surfaces and algebraic complete integrability*, Reports on Math. Phys., **47** (2001), 9-20, MR 2002b:37093.
- [17] ———, *A new class of integrable systems*, Arch. Math., **77** (2001), 347-353, MR 2002e:37091, Zbl 0996.70014.
- [18] ———, *Le théorème d'Arnold-Liouville et ses conséquences*, Elem. Math., **58(1)** (2003), 6-20, CMP 1 961 831.
- [19] D. Mumford, *Tata Lectures on Theta II*, Progress in Math., Birkhäuser, Boston, 1984, MR 86b:14017, Zbl 0549.14014.

Received February 24, 2000.

UNIVERSITÉ CHOUAÏB DOUKKALI  
 FACULTÉ DES SCIENCES  
 DÉPARTEMENT DE MATHÉMATIQUES  
 B.P. 20, EL-JADIDA  
 MAROC  
*E-mail address:* lesfari@ucd.ac.ma